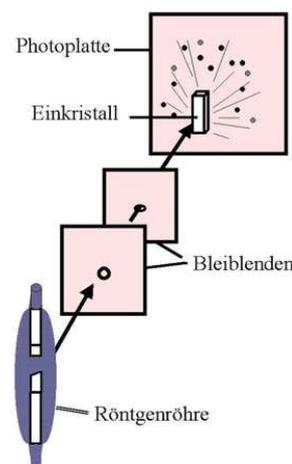


Atom- und Quantenphysik

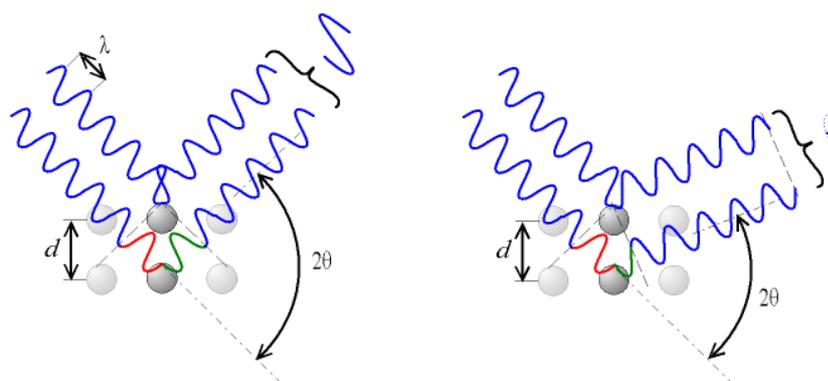
Bemerkung: die folgende Darstellung folgt nicht der historischen Entwicklung, sondern wurde unter didaktischen Gesichtspunkten gewählt.

Röntgenstrahlung und Laue-Diagramme

Zu Beginn des Jahrhundert war die genaue Natur der Röntgenstrahlung noch unbekannt. Wir wissen in der Zwischenzeit, dass es sich um elektromagnetische Strahlung mit einer sehr kurzen Wellenlänge handelt. Bekanntlich können Welleneigenschaften wie Beugung und Interferenz nur nachgewiesen werden, wenn Spalte oder Gitter in der Größenordnung der Wellenlänge verwendet werden. Diese können im Fall der Röntgenstrahlung wegen der kleinen Wellenlänge jedoch nicht künstlich hergestellt werden! Max von Laue gelang dieser Nachweis mit einem Trick: er verwendete keine künstlich hergestellten Gitter, sondern Kristalle, die eine „natürliche“ Gitterstruktur mit der benötigten Kleinheit haben (siehe Abb. rechts). Die Geometrie der so entstehenden Interferenzmuster ist jedoch komplizierter als bei unseren bisherigen Versuchen mit Spalt oder Gitter, da die Kristallgitter dreidimensional sind. Man spricht von einem sog. Raumgitter. Die Interferenz an einem solchen Gitter ist in folgender Abbildung dargestellt. Man spricht auch von sog. „Bragg-Reflexion“:



Dargestellt sind zwei Gitterebenen, auf die die Strahlung trifft. Wir denken uns die Atome als



Zentren von Elementarwellen und es tritt (wie immer) konstruktive Interferenz auf, wenn der Gangunterschied ein Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Diese Bedingung lautet gerade $2d \cdot \sin \theta = n \cdot \lambda$, mit d dem

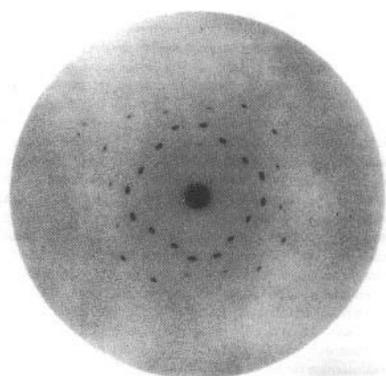


Abbildung 1: Laue Diagramm

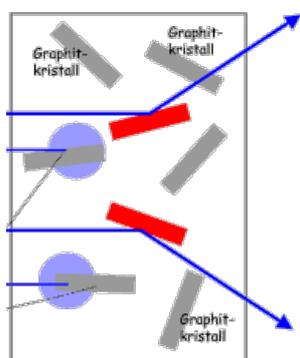


Abbildung 2: Prinzip bei Debye-Scherrer Methode

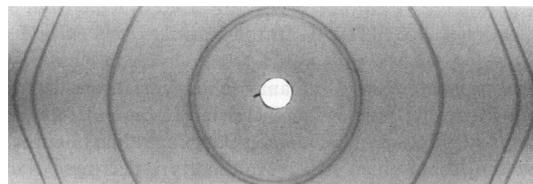


Abbildung 3: Interferenzfigur nach Debye-Scherrer

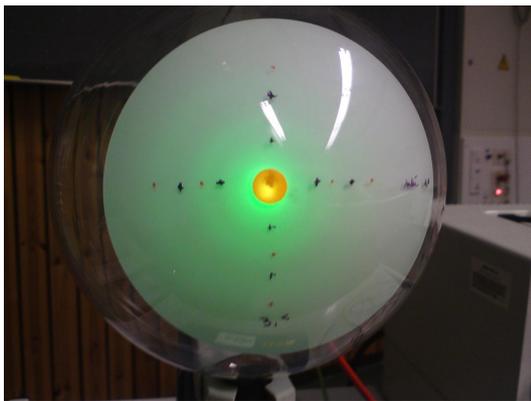
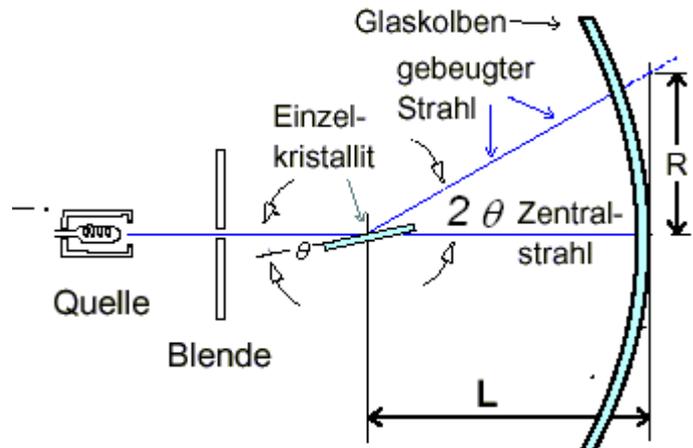
Abstand zwischen den Kristallebenen (sog. „Netzebenenabstand“) und θ dem Winkel zwischen dem Kristall und der Wellennormalen. Man beachte, dass dieser Winkel nicht zum Lot, sondern zur Kristalloberfläche gemessen wird. Beim

sog. Debye-Scherrer Verfahren verwendet man statt eines Kristalls ein Kristallpulver. Abbildung 2 zeigt schematisch, dass es bei Bestrahlung immer noch zu Bragg-Reflexion kommt, da wegen der großen Anzahl der „Kristallite“ auch solche mit der „richtigen“ Orientierung vorliegen. Die Bilder

weisen nun jedoch nicht mehr die diskrete Symmetrie (siehe etwa Abb. 1) auf, sondern es entstehen Ringe (siehe Abb. 3). Aus dem Radius des Ringe kann unmittelbar auf den „Bragg-Winkel“ geschlossen werden.

Materiewellen

Elektronen haben wir uns bisher immer als Teilchen vorgestellt. Sie tragen Ladung, haben eine Masse, ihre Geschwindigkeit wurde von uns berechnet und in zahlreichen Zusammenhängen haben wir von einem „Elektronenstrahl“ gesprochen, als wenn eben kleine Teilchen in eine gemeinsame Richtung fliegen. Man darf es sich deshalb durchaus als Sensation vorstellen, als Davisson und Germer 1927 gelang, Interferenz von Elektronen zu beobachten! Interferenz ist schließlich eine typische Welleneigenschaft. Wie das zusammenpasst werden wir in einem Augenblick thematisieren. Zunächst betrachten wir nicht das Originalexperiment, sondern einen anderen Nachweis der „Materiewellen“. Die nebenstehende Abbildung zeigt eine Röhre,



in der eine Elektronenstrahl (wenn man immer noch so sprechen darf) erzeugt wird. Er wird auf eine Folie aus gepressten Graphitkristallen gelenkt und es kommt – wie bei Röntgenstrahlung – zu Bragg Reflexion und den typischen Debye-Scherrer Ringen. Wir können somit Elektronen auch eine Wellenlänge zuordnen. Sehr erstaunlich. Aber Elektronen haben keine feste Wellenlänge. Erhöht man die Beschleunigungsspannung werden die Radien der Ringe kleiner! Untersucht man den Zusammenhang zwischen Elektronengeschwindigkeit (bzw. Impuls $p = m \cdot v$) genauer, findet man: $\lambda = \frac{h}{p}$ mit $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$

(Plancksches Wirkungsquantum). Die Gleichung für die Wellenlänge wird auch „de Broglie Beziehung“ genannt und die Naturkonstante h wird im folgenden noch eine große Rolle spielen! Ihr Wert ist offensichtlich sehr klein, und jetzt wird auch klar, warum der Wellencharakter von Elektronen „bisher“ nicht aufgefallen ist : Interferenz, Beugung etc. treten ja nur dann auf, wenn Spalte, Gitter etc. in der Größenordnung der Wellenlänge sind. Die de Broglie Gleichung gilt übrigens auch für andere „Teilchen“, wie Protonen, Moleküle etc. Man spricht deshalb allgemein von Materiewellen, aus deren Impuls die de-Broglie-Wellenlänge berechnet werden kann. Wir finden also:

Zusammenfassung: Elektronen und andere „Materieteilchen“ besitzen auch eine „Wellennatur“. Abhängig von ihrem Impuls ($p = m \cdot v$) haben sie eine Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{p}$. Dabei ist $h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ das sogenannte Plancksche Wirkungsquantum.

Die Heisenbergsche Unschärferelation

Bevor wir uns weiter um den Atombau kümmern, soll kurz auf die Frage eingegangen werden, wie „Welle-“ und „Teilchen-“ Eigenschaften von Elektronen (oder anderen Materiebausteinen) zusammengedacht werden können. Eine Welle ist ein (im Prinzip) ausgedehntes „Objekt“, ein Teilchen hingegen besitzt einen festen Ort – um nur einen markanten Unterschied zu nennen. Allerdings scheint eine Möglichkeit zu bestehen, diese beiden Konzepte zu versöhnen. Schließlich kennt man auch Stoßwellen die sich einem Teilchen nicht unähnlich ausbreiten. Eine solche Welle wird auch „Wellenpaket“ genannt und ist in Abbildung 4 dargestellt. Sie hat sicherlich keinen punktförmigen Ort, ist jedoch in einem Bereich $x_0 \pm \Delta x$ lokalisiert. Allerdings besitzt ein solches Wellenpaket ebenfalls keine feste Wellenlänge! Es entsteht durch die Überlagerung von Wellen verschiedener Wellenlängen – wie in Abbildung 5 angedeutet. Gemäß der de Broglie Beziehung entspricht so ein „Wellenpaket-Elektron“ also auch kein fester Impuls, sondern ebenfalls nur ein Intervall $p_0 \pm \Delta p$. Werner Heisenberg konnte nun zeigen, dass zwischen den „Unschärfen“ für Ort (Δx) und Impuls (Δp) folgende Beziehung gilt:

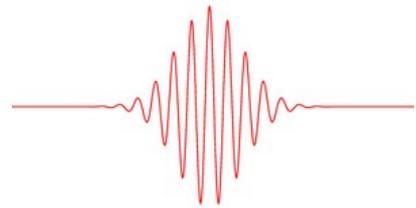


Abbildung 4: Ein Wellenpaket ist räumlich nur unsharp lokalisiert.

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h \quad . \text{ (Heisenbergsche Unschärferelation, 1927)}$$

Mit anderen Worten: Je genauer der Ort eines Teilchens definiert ist (also im Extremfall sogar $\Delta x = 0$), desto unschärfer ist sein Impuls definiert. Und umgekehrt. Diese Entdeckungen stammen jedoch aus den 20er Jahren. Bevor wir diese Entwicklungslinie weiter verfolgen, wollen wir auf die Theorien zum Atombau eingehen.

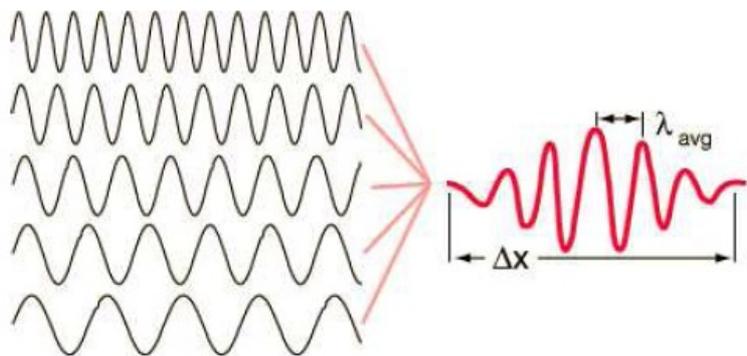


Abbildung 5: Entstehung eines Wellenpakets durch Überlagerung von Wellen unterschiedlicher Wellenlänge (ähnlich wie bei der "Schwebung")

Das Wasserstoffspektrum

Jedes Element strahlt eine charakteristische Strahlung aus. Eine Wasserstofflampe zeigt etwa vier deutliche Linien (im Bereich des

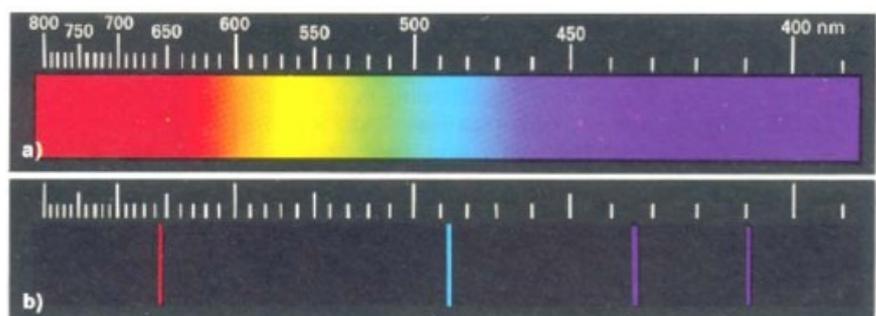
sichtbaren Lichts). Deren Wellenlängen sind:

$$H_\alpha = 656,28 \cdot 10^{-9} m \text{ (rot),}$$

$$H_\beta = 486,13 \cdot 10^{-9} m \text{ (türkis)}$$

$$H_\gamma = 434,05 \cdot 10^{-9} m \text{ (violett)}$$

$H_\delta = 410,17 \cdot 10^{-9} m$ (ebenfalls violett). Die nebenstehende Abbildung zeigt oben ein



kontinuierliches Spektrum von weißem Licht und unten das Wasserstoffspektrum.

Dies war schon Mitte des 19. Jahrhunderts bekannt. Vollkommen unklar war jedoch, wie diese Strahlung entsteht. Offensichtlich können diese Wellenlängen etwas über den (atomaren) Aufbau des jeweiligen Elements verraten. Der Schweizer Physiker und Architekt Johann Jakob Balmer entdeckte eine ziemlich seltsame Formel, mit der diese Wellenlängen berechnet werden konnten:

$$\frac{1}{\lambda_n} = R \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Setzt man für n nacheinander die natürlichen Zahlen 3, 4, 5 oder 6 ein, kommt (der

Kehrwert) einer der Wellenlängen heraus. R ist eine Konstante, die sog. Rydbergkonstante. Setzt man unsere Wellenlängen ein, findet man $R \approx 11 \cdot 10^6 m^{-1}$. Aus der Form der Balmer-Formel kann eine Vermutung über weitere Spektrallinien abgeleitet werden (für $n > 6$ nämlich). Diese liegen jedoch im UV Bereich – und konnten deshalb von uns nicht gesehen werden! Außerdem entnimmt man der Formel, dass mit wachsendem n die Linien immer näher zusammen rücken.

Zusammenfassung: Jedes Element strahlt ein charakteristisches Spektrum aus, das aus diskreten (d.h. einzelnen) Frequenzen bzw. Wellenlängen besteht. Im Falle des Wasserstoffs enthält das Spektrum vier Wellenlängen im Bereich des sichtbaren Lichts.

Der lichtelektrische Effekt

Zur Aufklärung des Atombaus gelangte man erst durch eine weitere Untersuchung der Natur des Lichts. Dies überrascht nicht ganz, denn im Abschnitt zuvor haben wir gesehen, dass gerade die

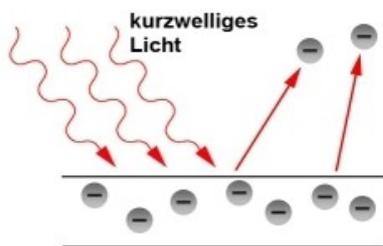


Abbildung 6: Simple Illustration des Photoeffekts.

(Licht-)Strahlung der Elemente charakteristisch ist. Bereits im 19. Jahrhundert war bekannt, dass unter Lichteinfall aus bestimmten Metallen Elektronen abgegeben werden. Diese werden sozusagen durch die Bestrahlung „herausgeschlagen“. Im Prinzip ist dies als eine Umwandlung der Strahlungsenergie des Lichts zu deuten – also nicht wirklich rätselhaft.

Allerdings haben wir gesehen, dass die Energie von Wellen mit dem Quadrat der Amplitude wächst. Für Schallwellen heißt dies etwa, dass „lauter“ auch „energiereicher“ ist. Bei Lichtwellen würde man also erwarten, dass intensivere (= „hellere“) Strahlung energiereicher ist. Genau dies trifft jedoch nicht zu! Bei einer Zinkplatte beobachtet man etwa, dass nur unter UV Licht

(Wellenlänge kleiner als 400nm) ein Fotostrom auftritt. Blaues oder rotes Licht hat – unabhängig von der Helligkeit der Strahlung – keine Wirkung! Mit einer Fozelle kann man das Phänomen noch genauer untersuchen; nämlich nicht nur nachweisen, ob Elektronen aus dem Metall herausgeschlagen werden, sondern auch ihre Energie messen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 7. Ab einer bestimmten Frequenz tritt ein Fotostrom auf (auch Grenzfrequenz f_{Gr} genannt). Die Energie der Elektronen ist proportional zur Frequenz. Die Steigung dieser Geraden hat den Wert $h = 6,63 \cdot 10^{-34} Js$ – also das Plancksche Wirkungsquantum, welches uns schon bei der Behandlung der

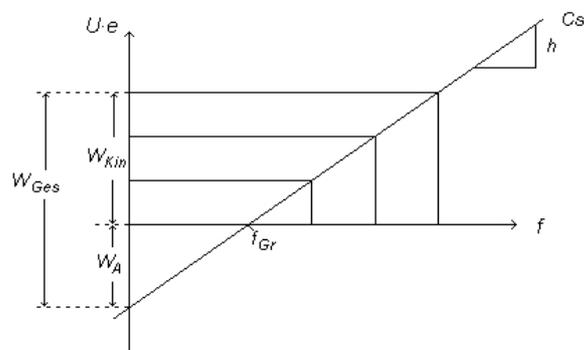


Abbildung 7: Energie der Elektronen beim lichtelektrischen Effekt als Funktion der Frequenz der Strahlung

Materiewellen begegnet ist. Zeichnet man diesen Graphen für verschiedene Materialien auf, findet man Geraden mit identischer Steigung, jedoch unterschiedlichen Achsenabschnitten. Es ist plausibel anzunehmen, dass die Strahlung auch schon unterhalb der Grenzfrequenz Energie liefert. Jedoch scheint diese zu gering, um Elektronen herauszulösen. In diesem Sinne entspricht der Achsenabschnitt der „Austrittsarbeit“ $W_A = h \cdot f_{Gr}$, die geleistet werden muss, um ein Elektron aus dem Stoff herauszulösen.

Interessant ist nun die Frequenzabhängigkeit (und Amplitudenunabhängigkeit) des Phänomens. Strahlung unterhalb der Grenzfrequenz erzeugt keinen Photostrom – egal wie intensiv sie ist. Strahlung oberhalb der Grenzfrequenz erzeugt einen Photostrom – egal wie gering die Intensität ist. Daraus schloss Einstein 1905, dass Licht aus „Energiepaketen“ besteht, deren Energie nur von der Frequenz abhängt, nämlich gemäß $E = h \cdot f$. Diese Pakete werden auch als „Photonen“ bezeichnet. Der lichtelektrische Effekt wird nach Einstein nun durch den „Stoß“ einzelner Photonen mit den Elektronen erklärt. Haben die Photonen zu wenig Energie (= Frequenz zu gering), kann auch eine größere Anzahl (= höhere Intensität) nichts ausrichten. Haben sie eine ausreichende Energie (= Frequenz oberhalb der Grenzfrequenz) findet der Effekt auch bei beliebig kleiner Intensität der Strahlung statt. Zwar bewirkt die Steigerung der Intensität, dass mehr Elektronen herausgeschlagen werden, aber deren Energie wird dadurch nicht größer.

Zusammenfassung: Beim lichtelektrischen Effekt hängen die Energie der Elektronen und die Frequenz der Strahlung gemäß der Beziehung $E_{kin} = h \cdot f - W_A$ zusammen. Dabei ist $h = 6,63 \cdot 10^{-34} Js$ das Plancksche Wirkungsquantum. Die sog. Austrittsarbeit $W_A = h \cdot f_{Gr}$ ist diejenige Energie, die einem Elektron zugeführt werden muss, um „herausgeschlagen“ zu werden.

Da dieser Effekt nicht von der Amplitude der Strahlung abhängt, schloss Einstein, dass Licht aus „Energiepaketen“ besteht, deren Energie $E = h \cdot f$ beträgt. Diese „Energiepakete“ werden auch „Lichtteilchen“ oder „Photonen“ genannt. In diesem Sinne hat Licht auch eine „Teilchennatur“.

Exkurs: Zusammenhang zwischen der de Broglie Wellenlänge und Photonen

Wir haben also ein doppeltes Auftreten des Planckschen Wirkungsquantums. Es stellt sich die Frage, ob zwischen der de Broglie Beziehung $\lambda = \frac{h}{p}$ und der Gleichung $E = h \cdot f$ ein innerer Zusammenhang besteht. Tatsächlich findet man in einigen Büchern folgendes (inkorrekte) Argument. Für seine Darstellung müssen wir jedoch eine kleine Anleihe bei der speziellen Relativitätstheorie machen, die natürlich noch nicht behandelt wurde. In der speziellen Relativitätstheorie gilt die sog. Energie-Masse-Äquivalenz: $E = mc^2$. Setzt man diesen Ausdruck für die Energie mit der Energie eines Photons gleich erhält man $hf = mc^2$. Die Frequenz kann jedoch auch durch die Wellenlänge ausgedrückt werden: $h \frac{c}{\lambda} = mc^2$. Löst man diese Gleichung

nach λ auf erhält man: $\lambda = \frac{h}{mc}$. Ha – diese Gleichung sieht aber genau wie die de Broglie Gleichung aus, die im Nenner den Impuls (also das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit) hat. Einziger Schönheitsfehler: Photonen haben gar keine Masse – es gilt also $mc = 0$. Was Photonen aber dennoch haben, ist Impuls! Richtiger ist folgende Überlegung: Die Gleichung $E = mc^2$ gilt für die „Ruhemasse“ von Teilchen, oft auch als m_0 bezeichnet. Ihre allgemeine Form lautet überhaupt:

$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$ (bitte nicht versuchen aus der Summe die Wurzel einzeln zu ziehen!). Für Photonen gilt deshalb $E = pc$. Wir haben also $pc = hf = h \frac{c}{\lambda}$ bzw. – wieder nach der Wellenlänge aufgelöst – $\lambda = \frac{h}{p}$. In diesem Sinne gilt die de Broglie Beziehung also für Elektronen (bzw. andere Materieteilchen) und Photonen! Unsere Darstellung hat die historische Entwicklung „auf den Kopf gestellt“, denn tatsächlich hat de Broglie seine Beziehung auf diese Weise motiviert.

Das Bohr'sche Atommodell

Mit Einsteins Lichtquantenhypothese und der Gleichung $E = h \cdot f$ wurden die vier Frequenzen des Wasserstoffspektrums zu vier Energien, die vom Wasserstoffatom ausgesendet werden. Schon vorher stellte man sich das Atom wie ein kleines Planetensystem vor, bei dem Elektronen auf Bahnen um den Kern kreisen. Um auf einer „höheren“ Bahn zu kreisen, braucht das Elektron natürlich mehr Energie, als auf einer „niedrigeren“. Umgekehrt wird diese Energie frei, wenn es von einer höheren Bahn zurückfällt. Es sollte also möglich sein, die Bahnen zu finden, deren Energiedifferenz der beobachtbaren Strahlung entspricht – und somit Balmer's Formel zu begründen. Genau dies gelang Niels Bohr 1913. Sein Atommodell besteht aus drei Postulaten (=Forderungen):

1. Elektronen bewegen sich auf stabilen Kreisbahnen um den Atomkern ohne elektromagnetische Strahlung zu emittieren.
2. Der Radius der Elektronenbahn ändert sich nicht kontinuierlich, sondern sprunghaft. Bei diesem „Quantensprung“ wird ein Photon abgegeben oder aufgenommen.
3. Elektronenbahnen sind stabil, falls für den Bahnradius r_n gilt: $r_n \cdot m_e \cdot v = n \cdot \frac{h}{2\pi}$. Dabei ist m_e die Masse des Elektrons, v seine Geschwindigkeit, n eine natürliche Zahl und h das Plancksche Wirkungsquantum. Das Produkt $L = r_n \cdot m_e \cdot v$ wird übrigens auch Drehimpuls genannt.

Wir wollen nun kurz skizzieren, wie die Herleitung der Balmer Formel gelingt. Damit das Elektron sich auf einer Kreisbahn bewegt, muss eine Zentripetalkraft wirken! Als Ursache kommt hier nur die Anziehung des positiv geladenen Atomkerns in Frage (mit der Coulombkraft $F_C = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r_n^2}$).

Setzt man $F_Z = m_e \cdot \frac{v^2}{r}$ gleich der Coulombkraft und berücksichtigt man das 3. Bohrsche Postulat,

findet man für den n -ten Radius: $r_n = \frac{h^2 \epsilon_0}{m_e e^2 \pi} \cdot n^2$ und für die Geschwindigkeit $v_n = \frac{e^2}{2h \cdot n \cdot \epsilon_0}$. Für

$n=1$ (auch „Grundzustand“ genannt) findet man einen Radius von ca. $r_1 = 0,5 \cdot 10^{-10} m$. Ein Wasserstoffatom hat also einen Durchmesser von $d = 10^{-10} m$. Für die potentielle Energie des Elektrons im elektrischen Feld des Kerns gilt $E_{pot,n} = -\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r_n}$ (wenn der Nullpunkt der potentiellen Energie im Unendlichen angenommen wird). Für die Gesamtenergie muss noch die

kinetische Energie addiert werden. Dann ergibt sich: $E_{ges,n} = -\frac{1}{8} \frac{m_e \cdot e^4}{\epsilon_0^2 h^2 n^2} = \frac{E_1}{n^2}$. Berechnen man die

Gesamtenergie des Grundzustandes ($n=1$) findet man $E_1 = -2,18 \cdot 10^{-18} J$. Eine nützliche Einheit für

diese kleinen Energien ist das sog. Elektronenvolt (eV). Es ist die Energie, die ein Elektron gewinnt, wenn es die Potenzialdifferenz von 1V durchfällt. Es gilt $1eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J$. Damit beträgt die Energie des Grundzustandes -13,6eV. Negativ ist dieser Wert, da das Elektron gebunden ist! Führt man so einem Elektron 13,6eV zu, kann es sich vom Kern entfernen und das Wasserstoffatom wird „ionisiert“.

Jetzt können wir endlich die Balmer Formel begründen!

Betrachten wir dazu die Differenz $\Delta E_{m,n} = E_m - E_n$. Diese Energiedifferenz soll, gemäß Bohr und wegen $E = h \cdot f$, einer Wellenlänge des Spektrums entsprechen, also $\frac{1}{\lambda} = \frac{\Delta E}{hc}$. Einsetzen, zusammenfassen und ausklammern führt schließlich auf:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m_e e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Sieht bekannt aus, oder? Der Vorfaktor ist gerade die Rydbergkonstante aus der Balmer Formel. Einsetzen der Konstanten ergibt $R = 10,973 \cdot 10^6 m^{-1}$. Die Herleitung dieser Formel (sowie die Berechnung der Rydbergkonstanten) gehört zu den großen Erfolgen des Bohrschen Atommodells!

Die Abbildung 8 illustriert diesen Zusammenhang noch einmal. Die „Balmer Serie“ (anderer Name für die vier sichtbaren Linien des Wasserstoff)

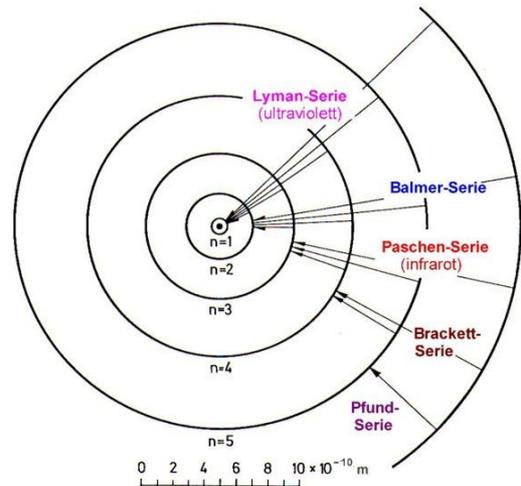


Abbildung 8: Entstehung zwischen Spektrallinien des Wasserstoffs.

entsteht durch Elektronen, die aus der 6., 5., 4, oder 3. Bahn auf die 2. Bahn zurückfallen. Die Energiedifferenz wird in Form eines Lichtquants abgegeben (siehe Abb. 9). Die „Anregung“ (d.h. der Wechsel der Elektronen aus dem Grundzustand in diese höheren Bahnen) erfolgt etwa durch die Hitze in der Wasserstofflampe. Zwischen den anderen Bahnen kommt es ebenfalls zu Übergängen. Diese entsprechen anderen „Serien“. In der Abbildung sind sie (zusammen mit dem Namen ihrer Entdecker) angegeben.

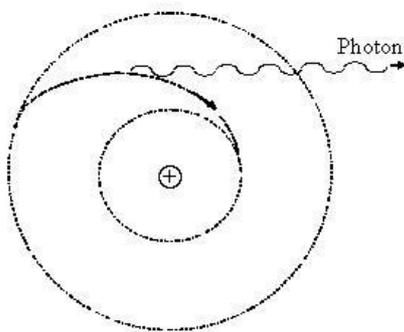


Abbildung 9: Ein Elektron wechselt die Bahn und gibt ein Photon der entsprechenden Energie ab.

Leistungen und Grenzen des Bohrschen Atommodells

Das Bohrsche Atommodell stellt **nicht** die aktuelle Modellvorstellung des Atombaus dar. Es war ein historisch wichtiger Schritt, wurde jedoch bereits innerhalb von wenigen Jahren von der weiteren Forschung überholt. Seine Leistungen sind im obigen Abschnitt bereits deutlich geworden. Hervorgehoben seien:

- Es erlaubt eine Erklärung der Balmerformel (d.h. der Spektrallinien) und eine Berechnung der Rydbergkonstante.
- Es erlaubt eine korrekte Berechnung der Größenordnung des Atomdurchmessers.

Allerdings lässt sich das Bohrsche Atommodell auf kompliziertere Atome nicht sinnvoll anwenden. Weitere Einwände bzw. Grenzen sind:

- Aus der Kreisbahn der Elektronen folgt, dass Atome scheibenförmig sind!
- Das Modell steht im Widerspruch zur Heisenbergschen Unschärferelation
- Es liefert keine Erklärung für die (unterschiedliche) Intensität der Spektrallinien.

- Wenn man den Umfang der Bohrschen Bahnen berechnet, findet man $U_n = n \cdot \frac{h}{p}$, also ein Vielfaches der de Broglie Wellenlänge. Auf den „stabilen Bahnen“ liegen also stehende Materiewellen vor. Dennoch steht das Modell im Widerspruch zur (auch) Wellennatur der Elektronen. Schließlich lässt sich zum Beispiel das Argument mit der Zentripetalkraft sonst nicht sinnvoll anwenden.
- Das Bohrsche Atommodell liefert keine Erklärung für den strahlungsfreien Umlauf der Elektronen.

Die weitere Entwicklung nahm eine viel „abstraktere“ Richtung, die es nicht mehr erlaubt, sich ein so anschauliches Bild von Atomen (oder anderen „Quantensystemen“) zu machen. Die entsprechenden „Modelle“ sind komplexe mathematische Theorien über deren Bedeutung immer noch gestritten wird. Viele Physiker sind der Überzeugung, dass sich unsere anschaulichen Vorstellungen auf die Quantenwelt überhaupt nicht anwenden lassen. Schließlich haben sich diese Vorstellungen am Umgang mit viel größeren Objekten unserer alltäglichen Lebenswelt gebildet!

Atomphysik (und Philosophie)

Wir kehren nun zu Fragen zurück, die im Kapitel über die Heisenbergsche Unschärferelation bereits angedeutet wurden. Dort ging es bereits um die Frage, wie das Welle- und/oder Teilchen-Sein des Elektrons verstanden werden kann. Die dort erwähnte Vorstellung von Wellenpaketen legt die Vermutung nahe, dass Elektronen also eigentlich Wellen sind, deren „geschickte“ Überlagerung erlaubt, sie mit Teilchen „verwechseln“ zu können. Die aktuelle Vorstellung über den Atombau wird durch die sog. Quantenmechanik beschrieben. Diese Theorie beschreibt Materie tatsächlich durch eine sogenannte „Wellenfunktion“. Die mathematischen Details übersteigen leider die Mittel der Schulphysik (und Schulmathematik). Für einen groben Überblick reicht jedoch zu wissen, dass die besagte Wellenfunktion durch eine Differentialgleichung berechnet werden kann (die sog. Schrödingergleichung) – ähnlich wie der Ort eines klassischen Teilchens durch die Newtonsche Gleichung $F = m \cdot \ddot{x}(t)$ oder das elektrische Feld aus einer Ladungsverteilung. Aus der Schrödingergleichung folgt nun, dass ein Wellenpaket (wie in Abbildung 4) in relativ kurzer Zeit „zerläuft“. Wäre ein Elektron tatsächlich ein Wellenpaket, müsste es also experimentelle Hinweise auf „ausgedehnte“ Elektronen geben. Diese liegen jedoch nicht vor – Elektronen erscheinen bei ihrem Nachweis immer punktförmig. Gleichzeitig gestattet die Wellenfunktion die Vorhersage aller Interferenzerscheinungen mit Materie. Die Frage, ob Materie also aus Teilchen oder Wellen „besteht“, stellt sich also auch innerhalb der Quantenmechanik unvermindert. Eine verblüffende Erklärung hat Max Born 1926 angegeben. Danach sind diese Wellen „Wahrscheinlichkeitswellen“! Genauer: aus ihnen kann zum Beispiel berechnet werden, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, ein Teilchen an einem bestimmten Ort zu messen. Diese Klärung des „Welle-Teilchen-Dualismus“ lautet also, dass die Materie weiterhin aus Teilchen besteht – die Wahrscheinlichkeit bestimmte Eigenschaften an ihr zu messen sich jedoch wellenförmig ausbreitet. Die Quantenmechanik unterscheidet sich dadurch grundlegend von jeder bisherigen physikalischen Theorie, indem die nur noch (und prinzipiell) Wahrscheinlichkeitsaussagen gestattet. Ein typisches Beispiel ist etwa der radioaktive Zerfall. Bekanntlich besagt die Halbwertszeit, dass in diesem Zeitraum die Hälfte eines radioaktiven Stoffes zerfallen ist. Von einem einzelnen Uranatom vorherzusagen, ob (und wann) es zerfällt, ist nicht möglich! Der Heisenberg-Text „Die Kopenhagener Deutung der Quantentheorie“ erläutert diesen Zusammenhang genauer.

